ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 11 OCTOBRE 1943.

PRÉSIDENCE DE M. GABRIEL BERTRAND.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

Notice nécrologique sur WILLIAM BOWIE (1872-1940) [1] par M. GEORGES PERRIER.

WILLIAM BOWIE, Correspondant de l'Académie des sciences pour la Section de Géographie et Navigation depuis 1929, est mort le 28 août 1940, presqu'un an jour pour jour après le commencement de la terrible guerre qui dure encore.

Cette mort a passé, en France, presqu'inaperçue dans les circonstances d'alors. Mais il n'est pas trop tard aujourd'hui pour rendre l'hommage que nous devons à celui qui fut un des maîtres de la Géodésie moderne.

William Bowie, né le 6 mai 1872, entra à l' « U. S. Coast and Geodetic Survey » après de fortes études.

Pendant treize ans et demi, il prit part, sur le terrain, à des travaux relatifs à la Géodésie, à l'Hydrographie, à l'Océanographie et à la Topographie, dans des régions très variées, aux États-Unis, en Alaska, à Porto-Rico et aux Philippines.

Mais, en janvier 1909, il fut nommé à l'Office central du « Coast and Geodetic Survey » et pris comme collaborateur par John Fillmore Hayford, alors Chef de la Division des Calculs. John Fillmore Hayford, qui occupait ce poste depuis 1900, avait entrepris dès 1901, par l'adoption de l' « United States Standard Geodetic Datum » [2], d'apporter de l'homogénéité dans les travaux géodésiques jusqu'alors exécutés ou à exécuter dans l'avenir aux États-Unis et, de ce fait, au prix de calculs étendus et ardus, il avait pu, en reprenant et développant les idées de Pratt sur l'isostasie, entreprendre une étude générale des déviations de la verticale sur l'immense territoire des États-

---

(1) Notice déposée dans la séance du 11 octobre 1943.

(2) On désigne ainsi les éléments de départ du calcul des coordonnées de tous les sommets de premier ordre des triangulations des États-Unis. Ce sont la latitude, la longitude et un azimut observés astronomiquement au point central de Mades Ranch dans le Kansas.

Unis et en déduire des dimensions de l'ellipsoïde terrestre, aujourd'hui classiques. De plus, se proposant de multiplier, sur le même territoire, les observations de l'intensité de la pesanteur et de leur appliquer les mêmes idées dans une synthèse d'ensemble, il venait d'obtenir une première confirmation de ses théories et de ses résultats. Mais presqu'aussitôt, à l'automne de 1909, à 41 ans, au moment où ses travaux venaient de provoquer une profonde impression dans le monde des géodésiens, John Fillmore Hayford quitta, à la surprise générale, le « Coast and Geodetic Survey ». Il laissait inachevée la poursuite et l'exploitation des observations de pesanteur. William Bowie lui succéda aussitôt comme Chef de la Division des Calculs et il devint plus tard Chef de la Division de Géodésie.

Le volume, signé de leurs deux noms, paru en 1912, qui présente le résultat des recherches exécutées en commun en 1909, puis par W. Bowie seul, *The effect of Topography and Isostatic Compensation upon the Intensity of Gravity*, le supplément ajouté la même année par W. Bowie à cet ouvrage, puis ses remarquables *Investigations of Gravity and Isostasy* publiées en 1917 forment avec les deux œuvres de John Fillmore Hayford *The figure of the Earth and Isostasy from measurements in the United States* (1909) et *Supplementary investigation in 1909 of the Figure of the Earth and Isostasy* (1910) un ensemble d'une admirable unité, complété en 1924 par le dernier gros volume de W. Bowie *Isostatic Investigations and Data for Gravity stations in the United States established since* 1915.

W. Bowie venait ainsi, au moment où il atteignait la quarantaine, de se placer au premier rang des géodésiens et d'ouvrir, par de magistrales publications, la série des belles études sur l'isostasie, qui vont désormais constituer le principal de ses travaux scientifiques et qu'il continuera pendant une trentaine d'années, jusqu'à sa mort.

Il est frappant de constater combien tous les écrits de W. Bowie sont clairs, nets, pleins de bon sens, immédiatement compréhensibles. Bien que l'application de ses théories isostatiques conduise à des calculs dont la complication est indéniable, il sait les présenter et les simplifier d'une manière qui s'apparente heureusement au genre français plutôt qu'à celui d'autres géodésiens.

La prodigieuse activité de W. Bowie pendant les 27 ans qu'il a dirigé la Division de Géodésie (1909-1936) peut se mesurer par quelques nombres : Durant cette période, la longueur des chaînes mesurées est passée de 10000 à 68000 miles, celle des lignes de nivellement de précision de 30000 à 261000 miles, le nombre des stations de gravité de 60 à 720, celui des points de Laplace insérés dans les triangulations de 32 à 390.

W. Bowie a joué un rôle éminent dans la Science géodésique internationale.

En 1912 il avait pris part à la 12e et dernière Conférence générale de l'ancienne Association géodésique internationale à Hambourg, réunion qui

fut particulièrement brillante, car les Allemands en profitèrent pour donner beaucoup d'éclat à la célébration du cinquantenaire de l'Association. Celle-ci cessa d'exister pendant la grande guerre, les conventions internationales qui la régissaient expirant en 1916 et n'ayant pu être renouvelées. Quand la paix fut rétablie, les milieux scientifiques de tous les pays sentirent la nécessité de reconstituer les Associations internationales disparues du fait de la guerre. C'est ainsi que naquit en juillet 1919 l'*Union géodésique et géophysique internationale* qui, dans un cadre beaucoup plus étendu, succédait à l'ancienne Association géodésique internationale. Cette Union fut aussitôt divisée en un certain nombre de Sections, appelées plus tard Associations : Géodésie, Séismologie, Météorologie etc. correspondant aux diverses Sciences de la Terre.

W. Bowie était le plus réputé des géodésiens et géophysiciens assistant à la 1re Conférence de l'Union comme Délégués officiels de leurs États. Aussi fut-il élu par acclamation Président de la Section de Géodésie. Il resta Président de cette Section, devenue Association jusqu'en 1933, pendant 14 années consécutives.

Il fut élu ensuite Président de l'Union. L'Assemblée d'Edimbourg qu'il présida en 1936 fut le point culminant et le terme final de son rôle actif à l'Association et à l'Union.

Tous ceux qui ont connu W. Bowie pendant les Assemblées générales de l'Union se rappelleront toujours la haute autorité avec laquelle il présidait, d'abord la Section puis Association de Géodésie, ensuite plus tard l'Union tout entière. Nous avons éprouvé personnellement nous-même le plaisir de collaborer avec lui dans une pleine et absolue confiance. Il sut habilement, au début de l'existence de la Section de Géodésie de l'Union, attirer à elle les États neutres qui avaient en 1917 formé une *Association géodésique réduite entre États neutres* pour assurer, par la suite, la permanence du travail géodésique malgré la conflagration mondiale.

Après tant d'Assemblées générales, tenues dans diverses capitales de l'Europe, W. Bowie désirait beaucoup attirer une fois l'Union à une Assemblée générale aux États-Unis. Il s'y employa utilement pendant sa période de Présidence de l'Union (1933-1936) et dans les années suivantes.

Il eut la satisfaction de voir l'Union géodésique et géophysique tenir, en 1939, une Assemblée générale dans cette ville de Washington, où s'était passée la plus grande partie de sa brillante carrière scientifique. C'est sans contredit, en très grande partie, grâce à son initiative et à ses efforts que s'est réunie pour la première fois hors d'Europe une Assemblée géodésique et géophysique internationale (5-15 septembre 1939). Elle fut brillante et féconde, malgré les difficiles circonstances nées du fait de la guerre qui éclata au début de septembre.

Les Délégués et Invités, ayant assisté à l'Assemblée générale de

Washington, ne fût-ce que quelques jours (car beaucoup rentrèrent en Europe dès les déclarations de guerre), se rappelleront toujours avec émotion y avoir vu W. Bowie pour la dernière fois. Tous les géodésiens et géophysiciens garderont le souvenir de cet homme éminent, signalé au cours d'une longue et féconde carrière par des travaux hors de pair, dont le nom restera inscrit dans l'histoire de notre Science parmi ceux des hommes qui l'ont le mieux servie (1).

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Élise Devaux. *La Vision* (présenté par M. A. de Gramont).

THÉORIE DES NOMBRES. — *Sur le théorème fondamental de la théorie des points entiers et pseudo-entiers des courbes algébriques*. Note de M. **Claude Chabauty**, présentée par M. Élie Cartan.

C. L. Siegel a démontré dans la seconde partie de son Mémoire de 1930 à la *Preussiche Akademie*, le théorème fondamental suivant : *Pour qu'on puisse trouver un corps de nombres algébriques fini, dans lequel une courbe algébrique donnée (définie par des équations à coefficients algébriques) ait une infinité de points entiers, il faut et il suffit que la courbe soit unicursale et qu'elle ait au plus deux points à l'infini distincts.* La suffisance de la condition est banale. Pour démontrer sa nécessité, Siegel part du « premier théorème de Thue-Siegel » (1908-1921) qui dit : *Si* K *est un corps de nombres algébriques fini, et a un nombre algébrique de degré relatif h par rapport à* K, *il n'y a qu'un nombre fini de solutions en nombres* ξ *de* K, *à l'inégalité* $|\xi - \alpha| < cH(\xi)\ \text{exp.}\left(-\lambda\sqrt{h}\right)$ [où c désigne une constante positive quelconque, λ une constante positive ne dépendant que du degré de K, et $H(\xi)$ la hauteur de ξ]. Il en résulte facilement le « deuxième théorème de Thue-Siegel » : *Il n'y a qu'un nombre fini de solutions en entiers algébriques* x, y *d'un corps de nombres algébriques fini donné, à une équation* $\varphi(x, y) = \text{const.}$, *où* φ *est une forme binaire qui a plus de deux facteurs linéaires distincts* (« équation de Thue-Siegel »). Le cas unicursal du grand théorème de Siegel (déjà traité par Maillet dans le cas des entiers rationnels) s'en déduit aisément. La difficulté pour Siegel réside dans le cas genre $\geqq 1$.

Par une analyse assez longue et délicate, Siegel montre qu'on peut former, sur toute courbe de genre 1, grâce à la n-section des fonctions elliptiques (n suffisamment élevé),

(1) Au sujet de W. Bowie, consulter le *Bulletin géodésique* : 1937, p. 145 à 188; 1938, pp. 232 à 241; 1940, p. 1. *Le Bulletin géodésique* 1937 donne p. 146 son portrait, p. 170 et 171 une liste des Mémoires publiés par lui dans les « *Coast and Geodetic Survey Special publications* » et p. 172 à 188 une liste de 223 Articles et Notes dont il est l'auteur.

une fonction algébrique non ramifiée sur la courbe, telle que les points entiers de la courbe, s'il y en avait une infinité, tendraient vers un des pôles de la fonction suivant une loi contraire au premier théorème de Thue-Siegel. Siegel utilise le théorème de la base finie de A. Weil, mais A. Weil a fait remarquer que c'est inutile et qu'il suffit d'utiliser son « principe de transport » dans le cas d'extensions non ramifiées. Dans le cas genre > 1, la marche de la démonstration est analogue, mais comporte la considération d'un système de ces fonctions, et contient implicitement une généralisation, mise en évidence par Hasse, du premier théorème de Thue-Siegel, à l'approximation simultanée de plusieurs nombres algébriques associés.

Je voudrais indiquer ici qu'il est possible de traiter le cas général à partir du deuxième théorème de Thue-Siegel par une méthode purement algébrique en utilisant le principe de transport dans le cas d'extensions ramifiées convenables, méthode beaucoup plus simple et qui permet de généraliser le résultat de Siegel. Je démontre que, *sur toute courbe de genre* ≥ 1 (*resp. de genre zéro ayant plus de deux points à l'infini distincts*), *on peut toujours trouver deux fonctions algébriques entières, ramifiées seulement à l'infini et cycliquement, qui sont liés par une équation de Thue-Siegel.* J'obtiens aisément ces fonctions sous forme explicite dans le cas du genre 1, et je ramène les autres cas à celui-là grâce au lemme suivant : *sur une courbe de genre* > 1 (*resp. sur une courbe de genre zéro ayant plus de deux points à l'infini distincts*) *on peut trouver deux fonctions algébriques entières non ramifiées* (*resp. ramifiées seulement à l'infini et cycliquement*). Étant donnée la nature des ramifications, le principe de transport montre que, s'il y a une infinité de solutions entières dans un corps de degré fini aux équations initiales, il en est de même pour l'équation de Thue-Siegel auxiliaire, et le grand théorème de Siegel est démontré.

Il est remarquable de constater que les deux artifices utilisés ci-dessus sont connus depuis longtemps, au moins dans des cas particuliers. Le premier (pour l'étude de $g = 1$) a été utilisé par Siegel lui-même en 1923 pour l'étude de l'équation diophantienne de genre 1 quand elle a la forme explicite $y^2 = (x-a)(x-b)(x-c)$. Le second (qui ramène le cas général au cas $g = 1$) est tout à fait analogue à celui qu'indique Émile Picard, sur la suggestion d'Hurwitz, pour ramener la démonstration d'un théorème sur l'uniformisation des courbes de genre > 1 au cas particulier relatif aux courbes hyperelliptiques (*Acta Mathematica*, t. **11**).

En outre (et ceci sera développé ailleurs) le deuxième théorème de Thue-Siegel demeure vrai quand on y remplace les mots « points entiers » par points pseudo-entiers » [1] (résultat démontré par Mahler pour le corps des rationnels, et qui reste vrai pour tout corps de nombres algébriques fini). S'il y avait une infinité de solutions pseudo-entières dans un corps algébrique fini

---

[1] Rappelons qu'un point est dit pseudo-entier (sous-entendu : par rapport à un ensemble fini, fixe, de nombres premiers) quand ses coordonnées multipliées par des produits de puissances naturelles de ces nombres premiers sont des entiers algébriques.

aux équations initiales, il en serait encore aussi de même pour l'équation de Thue-Siegel auxiliaire. On voit donc que les résultats précédents fournissent une large généralisation du *théorème fondamental de Siegel, qui demeure vrai pour les points pseudo-entiers des courbes algébriques* (généralisation dont le seul cas particulier jusqu'ici connu, dû aussi à Mahler, concernait les courbes de genre 1 et le corps des rationnels) ([2]).

MÉCANIQUE. — *Détermination des zones de vitesses critiques des systèmes de transmission par bielles.* Note de M. **Hypolyte Parodi**, présentée par M. Albert Caquot.

Nous avons montré ([1]) que les oscillations des systèmes de commande *isostatiques*, à accouplement élastique, étaient définies par des équations différentielles à coefficients constants, alors que celles des systèmes *hyperstatiques* étaient définies par des équations à coefficients périodiques, de période T pour la vitesse V de marche du train. En cherchant les solutions particulières $y(t)$ de ces dernières équations, telles que $y(t+T) = sy(t)$, on trouve, pour chaque valeur de la période T (ou de la vitesse V), une équation en s d'un degré égal à l'ordre de l'équation différentielle. Les coefficients de cette équation peuvent être déterminés, pour chaque valeur de T, au moyen d'un calcul par arcs successifs, numérique ou graphique. Suivant que la valeur de s trouvée est plus grande ou plus petite que l'unité, le mouvement est instable ou stable. Il existe donc une série discrète de valeurs de T (ou de V), $T_1 T_2 T_3 T_4 \ldots$ pour lesquelles $s = 1$. L'équation différentielle à coefficients périodiques admet alors une solution périodique. Pour les intervalles de T_1 à T_2, de T_3 à T_4, de T_5 à T_6, ..., par exemple, la marche est instable, non pas pour une vitesse déterminée comme dans les phénomènes de résonance ordinaires, mais pour une *zone de vitesses critiques*. Les essais effectués, en 1917 entre Bâle et Munchenstein, avec une machine I.D.I., à accouplement élastique variable, et décrits dans les études précitées, ont confirmé les observations déjà faites sur des locomotives à bielles italiennes, allemandes et suisses.

Dans le cas simple d'une équation du second ordre

$$y'' + Py' + Qy = 0 \tag{1}$$

l'équation en s est de la forme générale $(s-\alpha)(s-\delta) = \beta\gamma$ et nous avons montré que les coefficients α, β, γ, δ étaient définis par les formules suivantes,

---

([2]) Pour les références aux travaux cités de Thue, Maillet, Siegel, Mahler, Weil, cf. Skolem, *Diophantische Gleichungen* (*Ergebn. der Math.*, Berlin, 1938).

([1]) *Revue générale des Chemins de fer*, 41e année, mars 1922, p. 177; *Congrès de Mécanique de Stockholm*, 3, 1930, p. 234.

quand les valeurs d'une solution particulière sont calculées dans l'intervalle de o à 2T,

$$\alpha=0,\qquad \beta=1,\qquad \gamma=\frac{y_1(2T)y'_1(T)-y'_1(2T)y_1(T)}{y_1(0)y'_1(T)-y'_1(0)y_1(T)},\qquad \delta=\frac{y_1(0)y'_1(2T)-y'_1(0)y_1(2T)}{y_1(0)y'_1(T)-y'_1(0)y_1(T)}.$$

Posons $y=e^{-\int\frac{P}{2}dt}$, nous aurons

$$y'(t)=e^{-\int\frac{P}{2}dt}\left[z'-\frac{P}{2}z\right]\qquad \text{et}\qquad z''=z\left[\frac{P^2}{4}+\frac{P'}{2}-Q\right]=zR(t).$$

Pour mettre en évidence la période T des fonctions périodiques P, Q, R, nous les écrirons sous la forme $P[2\pi(t/T)]$, $Q[2\pi(t/T)]$, $R[2\pi(t/T)]$.

Posons en outre $z=z_0(t)+z_1(t)+z_2(t)+\ldots$ pour appliquer la méthode d'intégration de Sturm, et prenons, comme solution particulière de l'équation $z''_0=0$, la fonction $z_0=2\pi(t/T)$; nous aurons

$$z_1=\int_0^t\int_0^t 2\pi\frac{t}{T}R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)dt^2=\frac{T^2}{4\pi^2}\int_0^t\int_0^t 2\pi\frac{t}{T}R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)\left(d\frac{2\pi t}{T}\right)^2$$

et, posant $2\pi(t/T)=\tau$,

$$z_1=\frac{T^2}{4\pi^2}\int_0^\tau\int_0^\tau \tau R(\tau)\,d\tau^2,$$

$$z_2=\int_0^t\int_0^t z_1 R\left(2\pi\frac{t}{T}\right)dt^2=\left(\frac{T^2}{4\pi^2}\right)^2\int_0^\tau\int_0^\tau z_1 R(\tau)\,d\tau^2,\qquad \ldots.$$

On aura de même

$$z'_0=\frac{2\pi}{T},\qquad z'_1=\left(\frac{T}{2\pi}\right)\int_0^\tau \tau R(\tau)\,d\tau,\qquad z'_2=\left(\frac{T}{2\pi}\right)^3\int_0^\tau z_1 R(\tau)\,d\tau,\qquad \ldots.$$

Toutes les intégrales écrites conservent la même valeur pour une même valeur de τ, c'est-à-dire pour toutes les valeurs de t telles que $t=(\tau T/2\pi)$. Pour les valeurs de t égales à o, T, 2T, les sommes auront des valeurs indépendantes de T. La méthode de Sturm nous fournit donc un moyen : 1° de calculer les valeurs des coefficients α, β, γ, δ de l'équation en s, pour une valeur particulière quelconque de la période, *un* par exemple; 2° de trouver, *sans nouveaux calculs*, les valeurs des mêmes coefficients pour une valeur de T quelconque, au moyen de développements en série, toujours convergents, suivant les puissances de T.

On obtiendrait un résultat analogue en construisant, dans le domaine de o à T, deux intégrales particulières, au lieu d'une seule intégrale dans le domaine de o à 2T.

La méthode appliquée pratiquement ici, à l'étude des vibrations des systèmes de commande par bielles des locomotives électriques, s'applique à n'importe quel système mécanique ou électrique, dont les oscillations sont représentées par des équations différentielles du second ordre à coefficients périodiques.

DYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur l'atomisation d'un jet liquide.* Note de M. **Guy Littaye**, présentée par M. Henri Villat.

Nous avons montré ([1]) qu'une goutte liquide de vitesse v et de diamètre D, placée dans un courant gazeux de vitesse V, doit se subdiviser en gouttes plus petites quand la vitesse relative $V - v$ devient supérieure à la valeur fournie par la relation

$$\frac{\rho(V-v)^2 D}{T} = \text{const.}, \tag{1}$$

où ρ est la masse spécifique du gaz et T la tension superficielle du liquide. La vérification expérimentale de la relation (1) nous a fourni $V^2 D = 1{,}12.10^6$ pour une goutte d'eau dans l'air, la vitesse du liquide étant négligeable.

Nous avons établi la relation (1) en nous appuyant sur la théorie proposée par R. Siestrunck ([2]) pour expliquer la pulvérisation d'un jet liquide sous l'action d'un courant gazeux. D'après cette relation, le diamètre des plus grosses gouttes dépendrait donc seulement de la masse spécifique du gaz, de la tension superficielle du liquide et de la vitesse relative des deux fluides.

En réalité la goutte liquide est entraînée par le courant gazeux et sa vitesse augmente rapidement comme le montre la relation $m(dv/dt) = C(\rho/2)(V-v)^2 s$, où m est la masse de la goutte; s l'aire d'un grand cercle et c le coefficient de résistance de la sphère. Supposons négligeable la vitesse de la goutte à l'origine; au bout d'un temps t sa valeur est donnée par la relation

$$V - v = \frac{V}{1 + ktV} \quad \text{avec } k = \frac{c\rho s}{2m}; \tag{2}$$

pour une goutte d'eau dans un jet d'air la valeur de k est $0{,}000138\,D^{-1}$, en adoptant pour c la valeur 0,143 correspondant au régime supracritique ([3]).

Supposons que la vitesse de l'air ait la valeur limite qui correspond à l'éclatement d'une goutte de diamètre D; cette vitesse est inversement proportionnelle à la racine carrée de ce diamètre; pour une goutte d'eau dans l'air on a $V = 1{,}06.10^3 D^{-1/2}$. Donnons à t la valeur de la durée d'éclatement de la goutte. Pour cette durée d'éclatement nous prendrons la période τ d'oscillation de la surface de la goutte, qui indique au moins l'ordre de grandeur de cette durée. On a ([4]) $\tau = \sqrt{3\pi m/(8T)}$ soit, pour l'eau, $\tau = 0{,}091\,D^{3/2}$. Reportons dans (2) les valeurs de k, t et V.

Lorsque l'éclatement de la goutte est terminé, sa vitesse relative est réduite

([1]) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 99.

([2]) *Comptes rendus*, 216, 1942, p. 404.

([3]) *Modern developments in fluid dynamics* (Oxford, 2, 1938, p. 497).

([4]) H. Ollivier, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 8e série, 10, 1907, p. 289. Nous adoptons la vibration ellipsoïdale. La goutte prend, au cours d'une telle vibration, les formes qui se rapprochent le plus de la forme prise par une goutte sous l'action d'un courant gazeux pour un régime supracritique.

dans le rapport $(V - v)/V = 1/(1 + 0{,}013)$, *lequel est indépendant de* D et d'ailleurs assez voisin de 1 pour qu'on puisse négliger la variation de la vitesse relative. Si petit que soit le diamètre d'une goutte, celle-ci doit éclater à son tour lorsque la vitesse de l'air atteint une valeur suffisante, donnée par la relation (1). Conformément aux expériences de Retel ([5]) et de Sauter ([6]) et contrairement aux vues de R. A. Castleman ([7]) il n'y a pas de *goutte atomisée*, c'est-à-dire qu'il n'existe pas une valeur limite, de l'ordre de plusieurs microns, en dessous de laquelle le diamètre des gouttes ne pourrait descendre, si grande que soit la vitesse relative du liquide et de l'air.

En appliquant la relation (2) nous avons admis que la période de vibration de la goutte était indépendante de la viscosité du liquide. Ceci cesse d'être vrai pour un liquide très visqueux. La période τ croissant alors avec la viscosité du liquide, la vitesse relative qui intervient dans la relation (1) peut être notablement inférieure à V. Par suite la vitesse V correspondant à un diamètre D des plus grosses gouttes doit augmenter avec la viscosité du liquide, pour des valeurs suffisamment élevées de cette dernière. Nous nous proposons de revenir sur cette influence de la viscosité du liquide.

On peut aussi déduire de la relation (2) la distance l parcourue par une goutte au cours de son éclatement. Désignons par x la distance parcourue à l'instant t. On a

$$\frac{dx}{dt} = v = \frac{ktV^2}{1 + ktV} \qquad \text{d'où } x = Vt - \frac{1}{k}\operatorname{Log}_e(1 + ktV) = \frac{1}{2k}(ktV)^2 + \ldots$$

et donc

$$l = \frac{1}{2k}(kV\tau)^2. \tag{3}$$

Si nous remplaçons dans la relation (3) k, V et τ par les expressions obtenues plus haut pour ces grandeurs, nous avons $l = 0{,}6\,D$, la valeur du rapport $l : D$ étant indépendante de la nature du liquide, comme le montre immédiatement l'analyse dimensionnelle. *La goutte éclate donc au bout d'un parcours très faible, alors que sa vitesse n'a pas encore atteint les deux centièmes de celle de l'air.* La turbulence de l'écoulement gazeux, considérée comme constituée par des masses tourbillonnaires entraînées par le courant général, n'a donc pas le temps de communiquer à la goutte le mouvement de rotation rapide qui tendrait à la faire éclater par effet centrifuge. R. Siestrunck ([2]) attribuait l'éclatement de la goutte à l'action simultanée de la centrifugation et du sillage. Nous avons indiqué ([1]) que le premier effet était prépondérant pour des diamètres inférieurs à quelques millimètres, comme le montrent les valeurs fournies par l'étude de la turbulence des souffleries. Nous voyons maintenant

---

([5]) *Publications scientifiques et techniques du Ministère de l'Air.* B. S. T., 81.

([6]) *Zeits. des Ver. Deutscher Ing.*, 3 nov., 1928, p. 1572.

([7]) *Journ. Research Bur. Stand.*, 6, 1931, p. 369.

que le deuxième effet reste négligeable devant le premier. Ainsi le point de vue que nous avons adopté en conservant seulement l'effet de sillage se trouve entièrement justifié en théorie, comme il s'est trouvé confirmé par l'expérience.

RÉSISTANCE DES MATÉRIAUX. — *Classification et résistance des matériaux plastiques.* Note de M. **Raymond de Fleury**, présentée par M. Albert Caquot.

Cette Note fait suite aux travaux confiés par les Services Techniques de l'Aéronautique. Deux points de vue sont à considérer.

D'une part, dans les hauts polymères, domaine des plastiques, *l'appellation chimique,* qui s'appuie sur la nature des radicaux des monomères, n'est pas sans fausser les perspectives du classement; en effet, du fait du dérangement du nombre, de l'alternance de la périodicité des valences dans les chaînes, l'appellation définit moins la molécule que, par pure convention terminologique, l'expression de son édification.

D'autre part, dans le *domaine physicochimique,* on sait que la morphologie de la molécule, sur la base de l'atome tétravalent et même tétraédrique, gouverne l'orientation des propriétés physiques et mécaniques des produits : de la sorte, le classement d'utilité tend à laisser en dehors les données chimiques.

L'essentiel, pour concilier les classements, ce que réclament le transformateur et l'usager pour s'y reconnaître, est de pouvoir *identifier à première vue* l'espèce d'une molécule au contour de son squelette, puis sa personnalité au dessin caractéristique de ses radicaux fonctionnels.

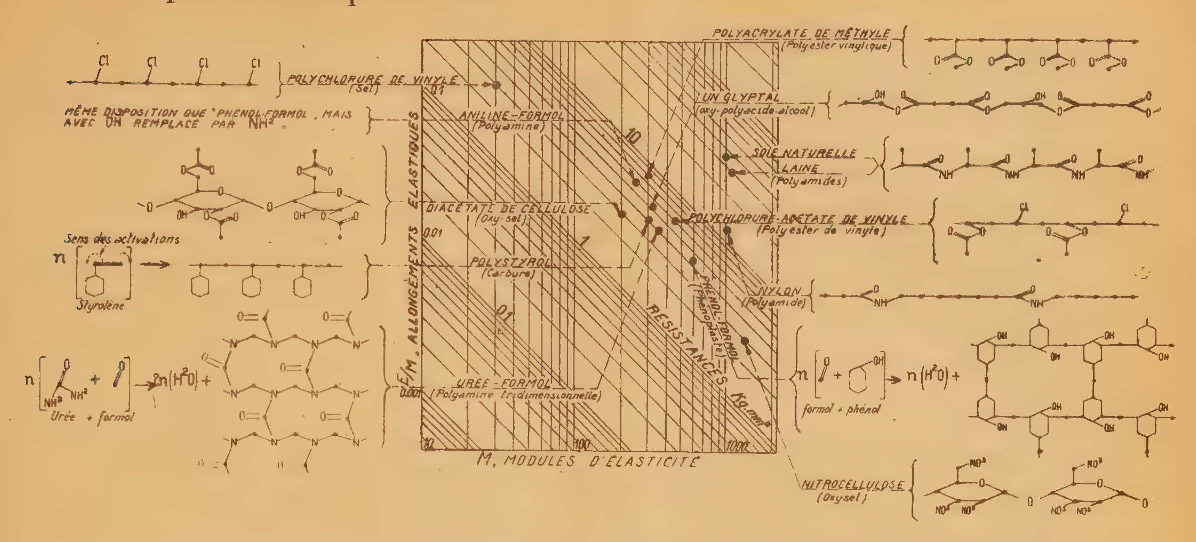
Les conventions de l'identification peuvent se résumer *de façon très orthodoxe* par ce qui suit : 1° Représenter, dans les formules, l'atome saturé du carbone par un simple point, sans écrire ni C ni H, pour *désencombrer le portrait* de ce qui coule de source. 2° *N'expliciter que les fonctions*, et par des traits les valences rattachant les atomes de carbone entre eux ou à d'autres corps que H, ou aux fonctions. 3° Aligner les points dans le sens des chaînes tendues, longitudinales et transversales, de façon à ne *mettre en relief que les fonctions par un décalage convenu* d'échelle ou de position dans les alignements. 4° Retrouver par surcroît, *en toute rigueur, les formules chimiques*, simplement en ajoutant mentalement, à chaque point, autant de H qu'il en faut pour parfaire à 4 les valences y aboutissant explicitées par des traits. 5° Maintenir dans les graphiques, pour les noyaux benzéniques, les hexagones abrégés en usage dans les formules développées.

Si l'on prend soin de disposer les graphiques (inclus ceux des préparations) dans le cadre de la carte nomographique des propriétés mécaniques indiquée dans une précédente Note [1], on obtient, groupées synoptiquement sur une seule feuille (au besoin sur fiches particulières par une ligne ou par réseau en fonction d'une ou deux variables, telle la vitesse d'application de la charge), toutes spécifications les plus particulières de chaque plastique, les différences par

---

(1) *Comptes rendus,* 214, 1942, p. 975.

comparaison et leurs traits de famille, dans les domaines chimique, physico-chimique et mécanique à la fois :



Ajoutons que notre représentation rectiligne de groupes d'atomes de carbone saturé ne s'écarte des réseaux physicochimiques à leur tour qu'en ce que les noyaux de carbone sont, dans des derniers, en zigzags ou en contours polygonaux repliés. Mais les formes en sont variables en fait avec les états de tension, ce qui justifie notre simplification optique :

KÉRATINE (Formule chimique) (Soie, laine, corne, caséine...) : -CO-CHR-NH-[CO-CH.R-NH]ⁿ-CO-CH.R-NH-

KÉRATINE NORMALE (1) :

KÉRATINE ÉTIRÉE (1) :

KÉRATINE (Formule figurée) :

Cas particulier : R = radical methyle (Soie naturelle) :

Incidemment, l'examen des variations de ces formes repliées n'est pas sans imposer à l'esprit quelque analogie avec les figures que font des fils de caoutchouc tendus et tordus : tout le monde a eu l'occasion d'observer la naissance ou la disparition *subite* des nodosités de spires secondaires et même tertiaires, quand on diminue ou quand on accroît la tension de l'édifice sous la même torsion, ou inversement. L'image peut évoquer les discontinuités, frottements internes, écarts probables ou anomalies, dans de nombreuses propriétés mécaniques de ces produits.

Incidemment encore, remarquons que la représentation, en regardant les atomes d'hydrogène comme faisant masse unique avec les atomes de carbone auxquels ils sont reliés, met au mieux en évidence, dans le modèle spectrographique de la molécule, les masses vibrantes constituées par des motifs, et par ceux des fonctions.

(1) R. Lepsius, *Chimie et Industrie*, **43**, 18 *bis*, 1940, p. 56.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur une méthode rapide de quantification utilisable dans certains cas favorables.* Note de M. **Robert Mazet.**

Soit l'équation

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \mathrm{H}(x;\,\mathrm{E})\psi = 0 \tag{1}$$

dont nous cherchons les fonctions propres, c'est-à-dire les solutions uniformes et bornées dans l'intervalle de configuration *réel* (a, b).

Dans le plan *complexe* $z = x + iy$, les seuls points singuliers que puisse admettre une intégrale quelconque de (1) sont ceux de $\mathrm{H}(z;\,\mathrm{E})$ que nous supposons *analytique dans tout le plan.*

Si l'on fait le changement $\psi = e^{\int \mathrm{W}\,dz}$, les seuls points singuliers de W sont : *a.* les points singuliers de ψ qui figurent parmi ceux de H ; *b.* les zéros de ψ qui sont des pôles d'ordre un de W.

Traçons, dans le plan complexe, un cercle de grand rayon C(O, R) et, à l'intérieur de ce cercle, entourons les points singuliers de H de petits cercles c', c'', ..., puis les zéros de ψ compris dans la région intermédiaire d'autres petits cercles c_1, c_2, ...

W est holomorphe dans la région trouée ; si, de plus, il est *uniforme le long des frontières*, on peut écrire

$$\int_{\mathrm{C}} \mathrm{W}\,dz = \int_{c'} \mathrm{W}\,dz + \int_{c''} \mathrm{W}\,dz + \ldots + \int_{c_1} \mathrm{W}\,dz + \int_{c_2} \mathrm{W}\,dz + \ldots,$$

les intégrales étant prises une fois dans le sens positif.

Supposons qu'à partir d'un rayon de C suffisamment grand et de rayons des cercles c', c'', ... suffisamment petits, ces intégrales ne croissent plus en nombre et gardent toutes une valeur constante et finie. On aura, en désignant les résidus des points singuliers de H situés à distance finie par K', K'', ... et le résidu du point à l'infini par K_∞,

$$\mathrm{K}_\infty = \mathrm{K}' + \mathrm{K}'' + \ldots + q \times 2\pi i, \tag{2}$$

q étant le nombre des zéros de ψ distincts des points singuliers de H et de l'infini et comptés avec leur ordre de multiplicité; *q est donc un nombre entier* ≥ 0.

Dans certains cas favorables, les résidus peuvent tous se calculer *a priori* dès que l'on sait que ψ est une fonction propre. C'est le cas, notamment, pour K', K'', ... lorsque les points singuliers de H appartiennent à l'intervalle de configuration (c'en seront, en général, les extrémités) et qu'en ces points les solutions de (1) sont toutes infinies, sauf une. Pour le point à l'infini, il peut arriver, notamment, qu'il coïncide avec l'une des extrémités a ou b de l'inter-

valle et que la particularité signalée ci-dessus s'y présente ou, dans d'autres cas, qu'en ce point toutes les solutions de (1) admettent le même résidu.

(2) donne alors une relation entre les coefficients de (1) et q qui constitue, pour le paramètre E, une *formule de quantification*, puisque q ne peut être qu'entier ≥ 0.

Le calcul de K_∞, K', K'', ... s'effectue simplement lorsque H admet, au voisinage du point étudié, un développement de Lorentz commençant par un terme d'ordre *pair*. En effet, on peut alors satisfaire formellement à l'équation de Ricatti en W

$$\frac{dW}{dz} + W^2 + H(z; E) = 0,$$

au moyen de deux développements à coefficients indéterminés commençant par des termes (opposés) du même ordre que $\sqrt{-H}$ (si toutefois H ne s'efface pas devant dW/dz). On en déduit, dans les cas favorables signalés plus haut, le développement de la fonction W qui correspond à la fonction propre et, spécialement, le terme d'ordre -1. Celui-ci fournit le résidu cherché. On peut, en pratique, admettre la convergence des développements.

Il est possible d'établir, une fois pour toutes, des formules donnant les résidus dans les divers cas.

Cette méthode s'applique avec succès dans la plupart des problèmes classiques (oscillateur harmonique, mouvement de Képler, rotateur spatial, solide de Lagrange centré etc.) et redonne rapidement les formules de quantification connues. Elle permet d'établir les formules de Brillouin-Wentzel et de Kramers et de préciser leur champ d'application respectif.

En outre, elle se prête particulièrement bien à l'étude d'un cas voisin d'un cas connu (effet d'une *perturbation* considérée comme petite). Posons, en effet,

$$H(x) = H_0(x) + \lambda H_1(x),$$

λ étant une constante supposée petite. ψ_0 étant une fonction propre du problème *non perturbé* [dans lequel $H(x)$ se réduit à $H_0(x)$], il lui correspond, dans le problème perturbé, une fonction propre $\psi \sim \psi_0 + \lambda\psi_1$ et, de même, $W \sim W_0 + \lambda W_1$. Chaque résidu peut se mettre sous la forme $K \sim K_0 + \lambda K_1$. Le calcul de $K_1 = \int W_1\, dz$ s'effectue en développant, au voisinage du point étudié, l'intégrale de l'équation linéaire

$$\frac{dW_1}{dz} + 2W_0W_1 + H_1 = 0$$

qui correspond au problème. Les cas favorables sont ceux où ce calcul peut se faire *a priori*, soit que toutes les intégrales aient le même résidu, soit que l'on sache d'avance celle qu'il convient de prendre (par exemple, si W_0 est de l'ordre de $\sqrt{-H_0}$, W_1 sera de l'ordre de H_1/W_0). La formule (2) opère alors la quantification du problème perturbé; les valeurs propres E du problème

non perturbé sont remplacées par des valeurs voisines $E + \delta E$, δE étant de l'ordre de λ.

Cette méthode a, sur la méthode ordinaire des perturbations, l'avantage de dispenser du calcul des fonctions propres du problème non perturbé, calcul toujours long et compliqué eu égard à la simplicité du résultat final (cf. l'effet Stark du 1er ordre pour l'atome ou pour la molécule). Par contre, elle ne peut s'appliquer qu'au cas où les variables restent séparées après la perturbation.

SPECTROSCOPIE. — *Comparaison des spectres d'étincelle ultraviolets du fer et du cuivre.* Note de MM. **Raymond Ricard** et **Claude Charmetant**, présentée par M. Charles Fabry.

La mesure précise des longueurs d'onde des raies situées dans la région 2000-2250 Å a longtemps présenté de sérieuses difficultés en raison de l'absence de repères commodes et sûrs. Or, deux éléments, le fer et le cuivre, fournissent des spectres d'étincelles dans lesquels on peut trouver les repères nécessaires aux mesures dans cette région spectrale. Pour le spectre du fer, on ne disposait que des mesures déjà anciennes de L. et E. Bloch (1), mesures assez bonnes entre 2150 et 2300, mais présentant entre 2150 et 2000 un décalage systématique qui augmente quand la longueur d'onde diminue pour atteindre 0,16 Å au voisinage de 2000. Pour le cuivre, Burns et Walters (2) ont calculé, par la méthode des étalons internes, les longueurs d'onde des raies les plus intenses des spectres, Cu I et Cu II, comprises dans l'intervalle envisagé; la précision est excellente et atteint pratiquement le millième d'angström. Enfin récemment Green (3) a appliqué la même méthode aux spectres d'étincelles du fer.

Dans le but de vérifier la cohérence des divers groupes de longueurs d'onde ainsi calculées, nous avons comparé directement les spectres d'étincelles du fer et du cuivre. Pour cela on photographie le spectre d'une étincelle condensée éclatant entre deux électrodes de fer recouvertes d'une mince couche de cuivre; le spectrographe utilisé donne une dispersion suffisante pour qu'on puisse obtenir une précision de 0,01 Å dans les mesures de longueur d'onde des raies d'intensité moyenne. Le tableau suivant contient les résultats des mesures : longueurs d'onde des raies du fer calculées à partir de celles du cuivre données par Burns et Walters. L'accord entre nos mesures et les longueurs d'onde calculées par Green est excellent; c'est une très bonne confirmation de la valeur de la méthode des étalons internes. Seules figurent dans le tableau ci-dessous les

(1) *Ann. de Phys.*, 6, 1926, p. 409.
(2) *Publ. Alleg. Obs.*, 8, 1930, p. 27.
(3) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1209.

raies qui paraissent les plus convenables comme repères ou pour le contrôle des mesures d'interpolation; la plupart appartiennent au spectre Fe II.

5	2274,09	4	2189,06	3	2146,37	1	2094,64	3	2055,27
4	59,60	5	77,03	4	46,06	2	83,52	6	51,03
10	53,14	7	75,45	2	38,08	6	80,24	1	48,49
4	50,19	5	72,98	4	30,26	2	78,16	7	40,70
9	49,18	6	67,87	5	19,05	2	75,68	3	39,51
9	45,57	3	67,41	4	18,20	2	69,94	3	36,43
2	39,67	8	62,03	6	16,98	5	67,93	5	32,41
3	35,52	4	58,51	4	07,54	3	66,00	1	29,17
6	32,10	2	55,85	3	00,95	7	63,67	4	18,78
8	19,90	6	2147,70	2	2094,99	2	2057,32	4	2015,50
5	2211,10								

PHYSICOCHIMIE. — *Sur la consolidation de tensions et l'effet Bauschinger des cristaux uniques.* Note [1] de M. **Pierre Laurent**, présentée par M. Léon Guillet.

Pour produire sur un métal (monocristallin ou non) une déformation δ, Kochendörfer [2] a montré que la force F à appliquer est

$$F = F_0 + F_i + F_T, \qquad (1)$$

où F_0 est la limite élastique physique du métal, F_i une force qui dépend de la consolidation atomique [c'est-à-dire du nombre des accrochages existant dans le métal [3]] et F_T une force qu'il appelle la consolidation de tensions et qui dépend de la courbure des plans de glissement, donc de la nature géométrique de la déformation. F_T correspond à ce que l'on appelle habituellement l'action des frontières.

La consolidation de tensions n'a pas encore été déterminée mais Kochendörfer admet que nulle pour $\delta = 0$, elle présente un maximum pour $\delta = \delta_m$ (ce maximum joue un rôle important dans la théorie de la fatigue de Dehlinger) [4].

Bauschinger a montré que, pour un métal ayant subi un écrouïssage par compression, par exemple, la limite élastique à la traction était inférieure à celle de compression. Ce phénomène extrêmement complexe peut être décomposé en trois effets :

a. Effet du 1er ordre dû à l'hétérogénéité des déformations plastiques de diverses parties de la pièce étudiée et observé sur des éprouvettes soumises à des états de tensions macroscopiquement hétérogènes.

b. Effet du 2e ordre dû à l'hétérogénéité des déformations plastiques des divers cristaux et observé sur des éprouvettes soumises à des états de tensions macroscopiquement homogènes.

c. Effet de 3e ordre observé pour la première fois par Held [5] sur des monocristaux au cisaillement pur; il est assez faible pour être négligé devant les deux premiers.

---

(1) Séance du 27 septembre 1943.

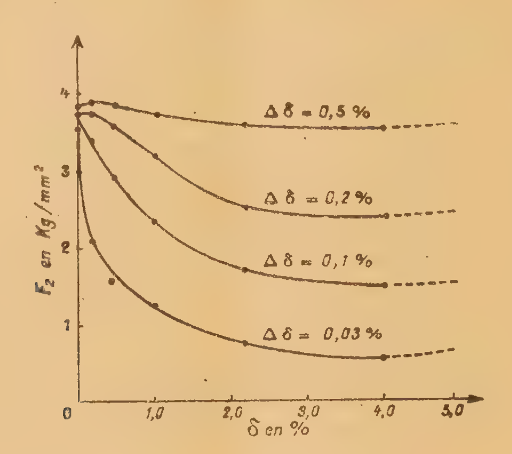
(2) *Plasticke Eigenschafften von Errstallen*, Berlin, 1941.

(3) P. Laurent et J. Valeur, *Comptes rendus*, 217, 1942, p. 831.

(4) *Z. Physik*, **115**, 1940, p. 625; *Z. Metallkunde*, **32**, 1940, p. 199.

(5) *Z. Metallkunde*, **20**, 1938, p. 69.

Sachs et Shoji [6] ont observé l'effet Bauschinger sur des monocristaux de laiton (*fig.* 1) écrouïs par compression; ce fait ne peut être expliqué ni par l'effet du 1er ordre (état de tensions homogènes), ni par celui du 2e (monocristal), ni par celui du 3e (amplitude des phénomènes trop grands). Nous voulons montrer que la consolidation de tensions en donne une explication satisfaisante.



La déformation par traction ou compression d'un monocristal de longueur infinie entraîne une rotation des plans de glissement; pour les cristaux usuels, il s'y superpose une courbure des plans de glissement due aux têtes de l'éprouvette, d'où une consolidation des tensions. Soit, comme dans le cas des expériences de Sachs et Shoji, δ la compression initiale du cristal, la force appliquée pour la produire est donnée par (1).

Si l'on néglige l'influence de la régénération thermique, F_i ne dépend que de la déformation totale. Si, partant de l'état ainsi obtenu, on veut produire une compression, la force à appliquer est

(2) $$F_1 = F_0 + F_i(\delta + \Delta\delta) + F_T(\delta + \Delta\delta).$$

Si $\Delta\delta$ est la limite conventionnelle fixant la limite élastique, on voit qu'à partir du nouvel état initial la limite élastique à la compression est F_1. Si, partant du même état initial on veut produire une déformation par traction, on sait que F_0 conserve la même valeur absolue que pour une compression; en négligeant l'effet Bauschinger du 3e ordre, il en est de même de F_i; au contraire, F_T garde la même valeur algébrique que pour une compression. La limite élastique à la traction F_2 est donc

(3) $$F_2 = F_0 + F_i(\delta + \Delta\delta) - F_T(\delta - \Delta\delta).$$

De (2) et (3) on déduit si $\Delta\delta$ est petit

(4) $$F_1 - F_2 = 2F_T\delta.$$

---

(6) *Z. Physik*, 45, 1927, p. 776.

Donc la différence des limites élastiques dans l'effet Bauschinger est égale au double de la consolidation de tension.

D'après Taylor ([7]) pour les métaux cubiques, on peut poser $F_i = K\sqrt{\delta}$, K étant une constante; d'autre part, conformément aux hypothèses de Kochendörfer on peut, en première approximation, admettre que

$$F_T = F_m \left[1 - \left(\frac{\delta}{\delta_m} - 1\right)^2\right].$$

Il est aisé de vérifier que F_T possède alors :

1° un minimum pour $\Delta\delta/2 < \delta_1 < (3/2)\Delta\delta$;

2° un maximum pour $\delta_2 < (3/2)\Delta\delta$;

3° un minimum pour $\delta_3 \sim \delta_m$.

Le minimum δ_3 se retrouve sur toutes les courbes de Sachs et Shoji, le maximum est sensible pour les courbes correspondant aux valeurs les plus élevées de $\Delta\delta$ (0,2 et 0,5 %); quant à δ_1, il a lieu pour des valeurs trop petites pour être observées (de même δ_2 pour $\Delta\delta$ faible).

L'introduction de la consolidation de tension permet une explication aisée des résultats de Sachs et Shoji. L'hypothèse faite par Kochendörfer d'un maximum pour F_T trouve ainsi sa confirmation expérimentale.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur l'estimation, en phase gazeuse, des isotopes de l'hydrogène et de leurs formes allotropiques.* Note de M. **Rodolphe Viallard**, présentée par M. Paul Lebeau.

La découverte et l'étude ultérieure des transformations *ortho* $\rightleftharpoons$ *para* de l'hydrogène ont été grandement facilitées par l'emploi de la méthode de conductibilité thermique qui utilise la différence de chaleurs spécifiques existant, aux basses températures, pour les formes allotropiques de l'hydrogène ([1]).

La technique de cette méthode repose sur le fait qu'un filament métallique, chauffé électriquement au sein d'un gaz à moyenne pression, s'y échauffe d'autant moins que la conductibilité thermique en est plus élevée. Des calculs basés sur la théorie cinétique des gaz permettent en principe de relier la résistance d'un tel fil à la composition du gaz environnant. En fait, l'approximation est insuffisante pour conduire à une estimation directe des divers constituants d'un mixte, et différents auteurs ont souligné, surtout pour des raisons d'ordre

([7]) *Proc. Roy. Soc. Lond.*, A, 145, 1934, pp. 362, 388 et 405.

([1]) K. F. Bonhoeffer et P. Harteck, *Zeits. physik. Chem.*, B, 4, 1929, p. 113.

expérimental, la nécessité d'un étalonnage préalable, plus particulièrement en ce qui concerne les mixtes hydrogène-deutérium ([2]).

Les difficultés tiennent essentiellement au comportement du platine en présence d'une atmosphère gazeuse, et il a paru utile d'en faire une étude systématique. L'état de surface du métal, dont dépend le coefficient d'accommodation, joue un grand rôle ([3]). Il semble toutefois que certains auteurs aient incriminé outre mesure ce facteur ([2]). Il est apparu d'autre part que la présence d'impuretés telles que O^2 modifie largement la résistance du filament, en l'absence même de tout échauffement : des variations de quelques unités pour cent peuvent être observées.

Le dispositif expérimental utilise un montage en pont comprenant deux filaments identiques et deux résistances, l'une fixe (10010 Ω), l'autre variable (boîte à décades, de 11111 Ω maximum). Un courant de quelques dizaines de milliampères est dérivé d'une part à travers les filaments, d'autre part à travers les jeux de résistances. L'équilibre est contrôlé à l'aide d'un galvanomètre (sensibilité 10^{-9} amp/mm à 1 m). Les filaments, en forme de W, sont enfermés dans des cellules en verre borosilicaté, aussi identiques que possible. Ces cellules sont solidaires d'un dispositif de pompage et d'une installation pour la préparation d'hydrogène, de deutérium, ou de leurs formes allotropiques, et de leur mélange. Pendant les mesures, elles sont immergées dans de l'azote liquide. A titre d'indication, voici les caractéristiques approximatives des cellules utilisées dans une série d'essais : volume, 15^{cm^3}; diamètre du filament, 10^{μ}; longueur du filament, 15^{cm}; résistance à 0° C., 200 Ω. La pression du gaz est de 25 à 45^{mm} de mercure. La puissance dissipée atteint au plus 1/2 watt, l'échauffement ne dépassant pas alors 50°.

La théorie prévoit que le domaine de températures le plus favorable pour l'analyse d'un mixte o-H^2 et p-H^2 se situe vers 140-160° K. S'il s'agit de n-D^2 et n-H^2 il est avantageux de se rapprocher de 300° K. ([4]). Par contre dans le cas d'un mixte o-D^2, p-D^2, mieux vaut opérer vers 80-100° K. Dans les cas complexes, où se rencontrent o-H^2, p-H^2, p-D^2, o-D^2 et HD, il peut être intéressant de travailler aux environs de 100-110° K.

La disposition réalisée permet de connaître par simple lecture, à un facteur correctif près, le rapport **k** des résistances des deux filaments. A la température du bain d'immersion, ce rapport $\mathbf{k}_0$ est remarquablement constant, alors que la mesure directe des résistances révèle des variations temporaires notables qui se répercutent sur les valeurs observées lors des échanges d'énergie avec le gaz. Les divergences correspondantes, attribuées parfois plus ou moins expli-

---

([2]) K. Wirtz, *Zeits. physik. Chem.*, B, **32**, 1936, pp. 334-340.

([3]) W. B. Man, *Proceed. Roy. Soc.*, **146**, 1934, p. 467; W. B. Man et W. C. Newell, *Proceed. Roy. Soc.*, **158**, 1937, pp. 397-403.

([4]) Sacchse et Bratzler, *Zeits. physik. Chem.*, A, **171**, 1934, p. 331.

citement à une modification lente de l'état de surface du filament, tiennent en fait uniquement à des conditions extérieures, et plus précisément à la température d'ébullition du liquide réfrigérant (air, azote ou oxygène liquéfiés). Cependant, si le métal est temporairement souillé, par exemple par contact avec de l'oxygène, il suffit d'une purge de quelques heures dans le vide, à 300-400° K., pour que $\mathbf{k}_0$ reprenne sa valeur primitive après que les filaments ont été maintenus dans l'hydrogène : pour les cellules décrites, par exemple, $\mathbf{k}_0 = 0{,}9965 \pm 0{,}0003$ au cours d'une période d'observation de dix semaines, malgré des variations passagères de l'ordre de 4 %, dues à l'action de O^2.

Bien entendu, cette disposition est particulièrement avantageuse pour l'analyse de mixtes comprenant les différents hydrogènes. Il suffit de remplir l'une des cellules avec le gaz à étudier, l'autre avec un gaz de référence, de l'hydrogène normal par exemple (n-H^2 : 75 % p-H^2, 25 % o-H^2). Les variations des conditions extérieures n'affectent le rapport $\mathbf{k}$ qu'au deuxième ordre. Naturellement, lorsque la puissance dissipée dans le gaz devient plus grande, ce rapport varie. Pour deux cellules remplies d'hydrogène en équilibre à 80° K. (e_{80}-H^2 : 48,4 % p-H^2, 51,6 % o-H^2), il passe par exemple de $\mathbf{k}_0 = 0{,}9965$ à $\mathbf{k}_{60} = 0{,}9830$ quand l'intensité passe d'une valeur juste suffisante à la mesure, à 60 mA. La substitution de n-D^2 (66,66 % o-D^2, 33,33 % p-D^2) à l'hydrogène contenu dans une des cellules introduit une variation de $\mathbf{k}_{60}$ de près de 0,08. La conversion catalytique, à 80° K., de n-D^2 en e_{80}-D^2/(69,8 % o-D^2, 30,2 % p-D^2) affecte ce résultat de quelques millièmes.

Moyennant un certain nombre de précautions dont le détail ne saurait trouver place ici, l'estimation des teneurs en deutérium peut se faire par cette méthode avec une précision qui, sans atteindre celle des méthodes gravimétriques opérant sur l'eau lourde et sans dépasser notablement 1 ‰, dans les conditions les plus favorables, soit néanmoins suffisante pour des études de cinétique chimique, plus particulièrement dans le domaine des réactions à marche lente.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur le dosage de l'oxyde d'éthyle.* Note de M. **Albert Tian**, présentée par M. Charles Fabry.

L'oxyde d'éthyle présente peu de propriétés chimiques susceptibles de servir de base à des méthodes d'analyse. Aussi utilise-t-on des déterminations physico-chimiques pour le doser dans ses mélanges binaires, méthode pratiquement inutilisable s'il s'agit de mélanges plus complexes.

L'éther ordinaire fournit cependant une réaction commode à réaliser et qui, sans être tout à fait spécifique, permet de le séparer d'avec la plupart des liquides auxquels il peut être mélangé : c'est son union avec les acides forts et concentrés, tels que l'acide sulfurique. Quoique le composé formé (probable-

ment oxonien) reste hypothétique puisqu'il n'a pas encore été isolé, j'ai pu établir que la réaction génératrice de ce corps était réversible, mais qu'elle tendait à être complète lorsque le mélange comporte un fort excès d'acide. Ce fait a été démontré en étudiant le partage de l'éther entre l'acide et un solvant non miscible à ce dernier, par la très grande variation du coefficient de partage : celui-ci semble dépasser toute limite lorsque la quantité d'éther réparti entre les deux phases tend vers zéro ([1]). C'est sur cette propriété que l'on peut baser un procédé de dosage applicable dans de nombreux cas.

I. *Dosage de l'oxyde d'éthyle dissous dans un liquide non miscible à l'acide sulfurique.* — On épuise par cet acide concentré la solution éthérée. S'il y a peu d'éther par rapport à l'acide sulfurique employé, le coefficient de partage est extrêmement grand et l'épuisement peut se réduire à une seule opération (agitation et décantation). On est ramené alors au cas d'un mélange binaire, éther-acide. La méthode n'est applicable en principe que si les autres substances mélangées à l'éther sont insolubles dans l'acide; toutefois lorsque leur présence dans ce liquide ne modifie pas la propriété physicochimique qui servira au dosage, celui-ci reste correct. Ce fait se présente, par exemple, si, évaluant la concentration du mélange éthéro-sulfurique par des mesures de densité (procédé que j'employais), on doit analyser des mélanges d'éther avec des solvants lourds, ayant une densité voisine de celle de l'acide sulfurique.

Mes essais de contrôle ont porté plus particulièrement sur les mélanges d'éther avec du tri ou du tétrachloréthylène. On employait de l'acide sulfurique pur à 66°B. contenant 93,9 % d'acide SO^4H^2. Une seule opération suffisait pour enlever à 1 ou 2 % près l'éther contenu dans le solvant, à condition de ne pas rassembler dans 10^g d'acide plus de $0^g,3$ d'éther. Les résultats sont moins satisfaisants si l'éther est mélangé avec de l'hexane et plus encore avec le benzène car ces carbures, surtout à la faveur d'un peu d'éther, se dissolvent légèrement dans l'acide, ce qui modifie sensiblement sa densité. Il est cependant possible de corriger les résultats par un essai témoin pour tenir compte de cette cause de perturbation.

II. *Dosage de l'éther dans un liquide miscible à l'acide sulfurique.* — 1° Soit à doser de l'éther dissous dans l'eau. On épuise la solution avec un solvant convenable, non miscible à l'eau et à l'acide et, de préférence, lourd, par exemple le tétrachloréthylène; on est ainsi ramené au cas précédent. Il faut remarquer que cette fois on doit réaliser un véritable épuisement car le coefficient de partage entre l'eau et le solvant chloré n'a pas la valeur énorme qu'il possède dans le cas de l'acide et de ce même solvant. Dans mes expériences j'obtenais une précision de 2 à 3 % par une dizaine d'opérations rapidement exécutées, suivies d'un seul traitement à l'acide; celui-ci était réalisé sur le liquide obtenu en réunissant les portions de solvant ayant servi à faire les épuisements successifs.

([1]) *Société Chimique de France*, section de Marseille, séance du 12 avril 1943.

Avec le trichloréthylène une petite difficulté se présente, facile à lever. Ce liquide dissout un peu d'eau qui passe ensuite dans l'acide. Aussi est-il utile de faire parallèlement une expérience à blanc (même volume total de C^2HCl^3, agité d'abord avec de l'eau, puis avec le même volume d'acide) qui permet de voir de combien est ainsi diminuée la densité de l'acide. Cette diminution est d'ailleurs très faible car on sait que les mélanges hydrosulfuriques présentent, pour 97,5 %, un maximum de densité : il serait même tout à fait rationnel de remplacer l'acide à 66°B. par ce dernier acide, et mieux encore un acide légèrement plus concentré, pour rendre tout à fait négligeable la correction dont il s'agit (2).

2° Soit à doser de l'éther souillé d'alcool et d'eau. On commence par étendre avec beaucoup d'eau le liquide éthéré, par exemple en lui ajoutant 100 fois son volume d'eau. On est alors ramené au cas précédent. Les résultats gardent leur précision si l'alcool n'est pas en grand excès par rapport à l'éther.

Il est vraisemblable que ce procédé de dosage pourra être généralisé aux autres éthers-oxydes.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la condensation de l'acide pyruvique avec le cyanure de benzyle.* Note (1) de M. JEAN SCHREIBER.

M. P. Cordier a montré que certains acides α-cétoniques aromatiques se condensent aisément en milieu alcalin avec le cyanure de benzyle pour donner naissance à des semi-nitriles acides alcools de structure générale

$$\begin{array}{l} C^6H^5-CH-CN \\ \qquad\quad | \\ \quad R-C(OH)-COOH \end{array}$$

l'étude a porté sur les acides phényl- (2) et benzyl- (3) pyruviques et, en collaboration avec M. J. Moreau, sur l'acide phénylglyoxylique (4).

Nous nous sommes proposé d'examiner le comportement du premier acide α-cétonique, c'est-à-dire de l'acide pyruvique.

I. Une étude systématique nous a permis de constater et de préciser les faits suivants : la condensation du cyanure de benzyle avec l'acide pyruvique s'effectue dans de bonnes conditions lorsque l'on met en présence deux molé-

(2) D'après Pickering la densité de l'acide qui est de 1,8440 à 15°, pour les teneurs de 96,98 et 98,08 %, passe par un maximum de 1,8442 pour 97,5 % : on peut donc dire qu'entre ces limites, à 1/10000 près, la densité reste constante et égale à 1,8441.

(1) Séance du 4 octobre 1943.

(2) *Comptes rendus*, 200, 1936, p. 1412.

(3) *Ibid.*, 197, 1933, p. 1427.

(4) *Ibid.*, 214, 1942, p. 621.

cules de cyanure de benzyle et une molécule d'acide pyruvique en milieu hydro-alcoolique et en présence de potasse (concentration en alcali libre, 3 %), le mélange étant maintenu 24 heures à la glacière ($t = + 2°$ environ). L'alcool étant chassé par distillation en milieu neutre, on acidifie par l'acide chlorhydrique et on épuise le mélange avec de l'éther; la solution éthérée décantée est traitée par une solution de carbonate de potassium de façon à isoler les composés acides. Après acidification de la liqueur alcaline on traite par l'éther, on sèche avec du sulfate de soude et l'on distille. Le résidu cristallise au bout de 24 heures, on le lave avec du benzène à froid et on l'isole par filtration.

Le rendement en produit obtenu est de 35g pour 30g d'acide pyruvique, ce qui correspond à 55 % environ.

Le composé isolé est bien le semi-nitrile phényl-méthylmalique (I),

$$(I) \quad \begin{array}{l} C^6H^5-CH-CN \\ \qquad\quad | \\ CH^3-C(OH)-COOH \end{array}$$

Il fond à 128°-130° avec décomposition. Son poids moléculaire déterminé par acidimétrie correspond à la formule (I) : P. M. trouvé 204,6; théorie 205; teneur en azote déterminée par la méthode de Kjeldahl 6,6 % ; théorie 6,83.

Il est très soluble dans l'alcool, peu dans l'eau mais précipite lentement de ses solutions aqueuses. Comme les composés similaires précédemment étudiés, il est peu stable en milieu alcalin et se décompose lentement à froid, rapidement à chaud ou en milieu concentré en régénérant le cyanure de benzyle et l'acide pyruvique.

Lorsqu'on emploie le carbonate de potassium comme agent de condensation le rendement est très abaissé : 3 à 4 %; l'emploi de la pipéridine permet d'obtenir un rendement de 35 à 40 %.

II. Alors que, sous l'action de l'acide chlorhydrique en milieu acétique à chaud, les semi-nitriles antérieurement obtenus se transforment en anhydrides maléiques disubstitués correspondants, le composé (I) se comporte différemment; on obtient dans les mêmes conditions un mélange azoté dont nous avons séparé, par cristallisations fractionnées dans l'alcool, deux corps :

a. Le premier est un composé non azoté F 94°,5 qui est l'anhydride phényl-méthylmaléique; comme tous les anhydrides maléiques disubstitués, ce corps est très stable, l'acide correspondant ne peut être isolé et retourne à la forme anhydride; il est très soluble dans le benzène, l'éther, l'alcool, le chloroforme et l'acétone; il se dissout dans l'eau bouillante et cristallise à froid. Par réduction au moyen de l'amalgame de sodium nous avons obtenu un composé répondant à la structure des acides phénylméthylsucciniques.

b. Le second corps contient de l'azote, il fond à 171°,5; il est faiblement acide, soluble dans les solutions diluées de soude ou de potasse, insoluble dans les solutions de carbonates; à chaud, sous l'action des alcalis, il se décompose avec libération d'ammoniaque, et la solution alcaline précipite à froid par

l'acide chlorhydrique en abandonnant l'anhydride phénylméthylmaléique. La teneur en azote déterminée par la méthode de Kjeldahl est de 6,8 %.

Le comportement de ce composé et sa teneur en azote nous incitent à lui attribuer une structure imidée répondant à l'une des deux formules suivantes :

$$(II)\quad \begin{matrix} C^6H^5-CH\text{———}CO \\ | \\ CH^3-C(OH)-CO \end{matrix}\!\!>NH \quad \text{ou} \quad \begin{matrix} C^6H^5-C-CO \\ \| \\ CH^3-C-CO \end{matrix}\!\!>NH + H^2O \qquad (N\ \% = 6,83\ \%).$$

Nous en poursuivons l'étude.

III. Sous l'action de l'acide sulfurique concentré à froid (—12°), le semi-nitrile (I) se dissout en même temps qu'il y a un léger dégagement gazeux dû à la formation d'oxyde de carbone. Après 4 heures de contact, le mélange traité par l'eau abandonne, au bout de 24 heures, un composé cristallisé; 50^g de nitrile donnent 43^g de produit isolé. Le corps obtenu est l'amide acide alcool (III)

$$(III)\quad \begin{matrix} C^6H^5-CH-CONH^2 \\ | \\ CH^3-C(OH)-COOH \end{matrix}$$

F 220° avec décomposition : P. M. trouvé 224,7; théorie 223; N % (Kjeldahl) trouvé 6,4 %; théorie 6,3; sous l'action des alcalis à chaud, il se décompose en donnant de l'ammoniaque, de l'acide pyruvique et de l'acide phénylacétique. L'hydrolyse en milieu acétique par l'acide chlorhydrique donne un composé identique à celui qu'on obtient à partir du nitrile (I); le corps amidé (III) est donc un terme intermédiaire entre le nitrile (I) et le composé imidé (II).

PHYSIQUE DU GLOBE. — *Une interprétation simultanée des séismes profonds et des bandes d'anomalies de la pesanteur.* Note de M. **Jean Coulomb**, présentée par M. Charles Maurain.

I. Les séismes profonds (de 50 à 700^{km}) se rencontrent sur les côtes du Pacifique bordées de fossés [1]. On trouve leurs foyers à diverses profondeurs sur une sorte de talus qui s'enfonce sous les continents avec une pente supérieure à 45°. Koning [2] a étudié le premier mouvement d'un séisme particulier; les résultats sont compatibles avec une rupture suivant le plan du talus; la partie située au-dessous tendrait à s'élever par rapport à l'autre.

Jeffreys [3] voit dans les séismes profonds un effet de la contraction thermique. Celle-ci se traduit par une compression horizontale (cause des plissements) jusqu'à la profondeur où le refroidissement est actuellement maximum (vers 100^{km}), puis par une extension horizontale jusqu'à la profondeur où le

(1) Voir Gutenberg et Richter, *Bull. of the Geological Society of America*, 49, 1937, pp. 249-288; 50, 1939, pp. 1511-1528.

(2) *Gerl. Beiträge zur Geophysik*, Bd 58, 1941, p. 159; *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.*, 45, 1942, pp. 636-642.

(3) *Ergebnisse der kosmichen Physik*, 3 (*Supplément aux Gerl. Beiträge zur Geophysik*), *Akad. Verlagsgesellschaft*, Leipzig, 1938, p. 100.

refroidissement est actuellement négligeable (vers 700^{km}). Cette extension causerait les fractures sources des séismes profonds. La mise sous tension implique une matière solide (présentant une résistance de seuil), ce qui conduit Jeffreys à abandonner l'isostasie classique. La disposition en talus reste inexpliquée.

II. Trois bandes de grandes anomalies négatives encadrées d'anomalies positives plus faibles ont été découvertes depuis que Vening-Meinesz a commencé ses mesures de pesanteur en sous-marin : aux îles de la Sonde, au Japon, aux Antilles, toutes trois voisines de fossés océaniques et de séismes profonds (à vrai dire exceptionnels dans le dernier cas). On a rapproché de ces bandes les anomalies de la plaine indo-gangétique, associées peut-être aux séismes profonds de l'Hindou-Kouch et de Birmanie.

La théorie la plus satisfaisante pour les bandes d'anomalies est celle de Vening-Meinesz, dite du *pli-racine* ([4]) : une compression horizontale plisserait la croûte vers le bas. L'enfoncement de cette croûte légère dans un magma presque fluide, accompagné par un faible soulèvement des régions antérieure et postérieure causerait les anomalies. Vening-Meinesz y voit l'origine générale des géosynclinaux; l'isostasie entraînerait ultérieurement la surrection des chaînes. Les objections sont l'énormité de la compression nécessaire et la gêne qu'apporterait le magma à sa transmission. Un autre phénomène doit provoquer la formation du pli-racine. Griggs ([5]) entre autres attribue ce rôle à des courants de convection; mais leur forme et même leur origine restent obscures.

III. Voici une synthèse possible pour les théories de Jeffreys et de Vening-Meinesz : si l'on suppose que la matière comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de kilomètres de profondeur est cristallisée, avec des propriétés plastiques rappelant celles de l'acier doux, la tension doit entraîner d'une part la formation de *plans de glissement* qui seraient les talus et où la déformation serait assez rapide pour causer des ruptures, d'autre part une *striction* de la partie externe qui formerait l'amorce cherchée pour le géosynclinal. La position relative des talus et des bandes d'anomalie, la pente des talus, le sens du mouvement sont corrects. Une vérification quantitative paraît difficile faute de données physiques. Il serait bon d'élucider d'abord deux questions que posent déjà séparément les théories de Jeffreys et de Vening-Meinesz : la localisation des glissements, qui dépend de la présence antérieure des continents; la répercussion du pli-racine sur les couches superficielles, avec ou sans appel à l'isostasie. En fait, les séismes profonds ou les bandes d'anomalies ne suivent que d'assez loin le tracé des chaînes visibles ou des fossés océaniques; des accidents de la taille de l'Australie ont sur eux peu d'influence. Si le fond commande la surface, la subordination est complexe.

([4]) *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.*, **43**, 1940, pp. 278-293.
([5]) *Am. Journ. of Science*, **237**, 1939, pp. 611-650.

CHIMIE PHYSIQUE BIOLOGIQUE — *De la formation d'une deuxième plaque neurale et des phénomènes d'induction provoqués par l'injection dans le blastocœle de substances tensio-actives hydrosolubles.* Note de M. **René Moricard**, M[lle] **S. Gothié** et M. **A. Delmas**, présentée par M. Maurice Caullery.

En raison de certains travaux antérieurs ([1]), nous avons été conduits à rechercher les corrélations pouvant unir certaines substances tensio-actives et l'organogenèse.

1° *Chute de tension superficielle et éclatement de l'œuf de Batraciens.* — Si l'on enlève complètement la gangue de l'œuf de certains Batraciens au stade de morula ou de formation du blâstopore, l'œuf peut être conservé quelque temps dans l'eau (*Amblystoma tigrinum*, *Triton tæniatus*, *Discoglosus pictus*). Si l'on amène un œuf complètement débarrassé de sa gangue au contact de la surface de l'eau, il éclate et les cellules constituantes se dispersent subitement sur la surface. En se basant sur les travaux de Devaux ([2]), on peut admettre que cette dispersion est liée à l'étalement d'une substance tensio-active. On porte un œuf dégangué d'*Amblystoma* dans 5^{cm^3} d'eau, dans un verre de montre de 40^{mm} de diamètre. On provoque l'éclatement de l'œuf et, une minute après, on mesure la chute de tension superficielle, qui est de 10 à 20 dynes-cm; après 24 heures la chute de tension est de 20 à 24 dynes-cm. (tensiomètre Lecomte du Nouy). Il existe donc dans l'œuf une substance fortement tensio-active très facilement libérable.

2° *Injection de substances tensio-actives hydrosolubles dans le blastocœle; induction nerveuse secondaire dans les œufs d'Amblystoma tigrinum.* — L'un de nous ([3]) a décrit une technique de micro-injection quantitative. On a injecté diverses substances dans le blâstocœle, des volumes de l'ordre de 10^{-2} mm^3, dans des œufs ayant une lèvre blastoporale bien formée et un blastopore non fermé. On a injecté 70 œufs.

a. L'oléate de soude en solution aqueuse à 10 % *, dans* 11 *cas sur* 24, *a déterminé la formation d'un blastopore secondaire avec, dans* 6 *cas, la formation évidente d'une deuxième plaque neurale;* dans 4 cas, l'induction provoquée paraît complexe et sera l'objet d'études histologiques. *b. Le cholanate de soude* [acide cholanique ([4]) en solution saturée dans la soude à N/50] a pu provoquer tardivement, dans un œuf, une induction très nette, caractérisée par la formation de deux saillies pigmentées de l'ectoderme, localisées à la région

([1]) R. Moricard et S. Gothié, *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 1185 et 1190, *Annales d'Endocr.*, 4, 1943, p. 128 et 130.

([2]) *Bull. Soc. Bot. de Fr.*, 4, 1918, p. 88, *Phénomènes de mouillabilité*. Paris, 1942.

([3]) R. Moricard. *C. R. Soc. Biol.*, 135, 1941, p. 667.

([4]) L'un de nous s'est déjà préoccupé de l'action de l'acide cholanique sur l'ovocyte de Souris lors de la maturation. (Moricard et de Fonbrune. *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 999, *Arch. Anat. Micr.*, 33, 1937, p. 124).

ventrale et s'accompagnant d'une modification du développement de la moelle dorsale dans la région rétro-bulbaire. *c. La saponine* à la dilution de 1/2000 a formé dans un œuf deux saillies rosâtres dans la région ventrale, mais celles-ci ont régressé lors du développement.

3° *Injection de diverses substances hydrosolubles dans le blastocœle; absence d'induction nerveuse secondaire dans des œufs d'Amblystoma tigrinum, de Triton tæniatus, de Discoglosus pictus.* — L'injection de certains colorants à l'état oxydé (bleu de méthylène, rouge neutre, phénosafranine) n'a pas été suivie de phénomènes d'induction nerveuse. Il en est de même, après injection de gonadotrophine sérique ou choriale. Le dipropionate d'œstradiol, le diacétate de diéthylstilbœstrol, le propionate de testostérone, injectés en solution huileuse, se comportent comme des corps étrangers. On peut voir, dans le vitellus, la goutte d'huile injectée; il n'y a pas d'induction médullaire, on a obtenu des résultats relativement comparables après injection d'acide oléique.

Conclusion. — A certaines doses, l'oléate de soude, le cholanate de soude, injectés dans le blastocœle, provoquent des phénomènes d'induction. La propriété tensio-active de ces corps hydrosolubles peut éclairer, de façon nouvelle, certains travaux de Spemann ([5]), d'Holtfreter ([6]), de Waddington et Needham ([7]), de Fischer ([8]) et de Wintrebert ([9]) portant sur les mécanismes d'action de l'organisateur, problème sur l'importance duquel Caullery ([10]) et Dalcq ([11]) ont récemment insisté.

BIOCHIMIE ET PATHOLOGIE. — *L'équilibre protéinique en fonction des processus pathologiques.* Note ([1]) de M. **Maurice Piettre**, présentée par M. Charles Achard.

De très nombreuses recherches analytiques, à l'aide de la méthode à l'acétone aux basses températures, sur les immunsérums, et les sérums pathologiques de l'homme et des animaux, ont permis de dégager une conclusion générale, à savoir que tout état pathologique se signale par des modifications physicochimiques et chimiques plus ou moins importantes du sérum sanguin et des humeurs qui en dérivent.

([5]) *Naturwiss.*, 12, 1927, p. 1092; *Eine Théorie der Entwicklung*, Berlin, 1936.
([6]) *Roux-Arch*,. 127, 1933, p. 619; 128, 1933, p. 585.
([7]) *Nature*, 132, 1933, p. 239; 16e *Physiol. Kongress* (*Zurich*) *Bericht*, *II*, 1938, p. 340; *Ann. Rev. of Physiology*, 1939, p. 63.
([8]) *Naturwiss.*, 21, 1933, p. 518.
([9]) *Comptes rendus*, 200, 1935, p. 1362; *Titres et Travaux scientifiques*, Paris, 1935.
([10]) *Progrès récents de l'Embryologie expérimentale*, Paris, 1939.
([11]) *L'œuf, son dynamisme organisateur*, Paris, 1941.

([1]) Séance du 4 octobre 1943.

Parmi les modifications de composition chimique (1) dans les sérums pathologiques, la plus intéressante est certainement la constante *élévation de la teneur en myxoprotéine*, témoin du trouble profond des réactions organiques et qui s'accompagne toujours d'une *peptisation* plus ou moins importante de la protéine hydrophobe, la sérumglobuline.

La présente Note est consacrée à l'étude de deux maladies contagieuses des animaux domestiques, la fièvre aphteuse et l'anaplasmose.

1. Les sérums *aphteux* nous ont été fournis par M. Raymond Moussu, prélevés, d'une part, sur une génisse à qui avait été inoculée la fièvre aphteuse dans son service et, d'autre part, sur des Bovidés infectés, exposés au marché de la Villette.

Sur l'animal en expérience, trois prélèvements avaient été faits : I. au moment de l'inoculation; II. au sommet de la courbe thermique ($t = 40°,8$); III. après la guérison (12 jours). Voici les résultats analytiques

	Composition %		
	I.	II.	III.
Extrait sec	8,46	8,82	8,76
Sérumglobuline	2,47	2,18	1,99
Myxoprotéine, 1re fraction	1,35	1,9	1,71
» 2e »	0,3	0,6	0,13
Sérumalbumine	3,25	3,1	3,36
Lipides	0,38	0,41	0,43
Chlorures (exprimés en NaCl)	0,57	0,57	0,59

Les deux prélèvements de la Villette avaient été faits sur deux sujets en pleine évolution de la maladie, IV ($t = 41°$), V ($t = 41°,5$)

	Composition %	
	IV.	V.
Extrait sec	8,87	8,65
Sérumglobuline	2,1	1,95
Myxoprotéine, 1re fraction	1,83	1,79
» 2e »	0,25	0,37
Sérumalbumine	3,43	3,41
Lipides	0,40	0,39
Chlorures	0,6	0,57

Une rapide comparaison des résultats montre qu'il n'existe qu'une différence à peine marquée entre l'état normal et les différentes périodes d'évolution. D'après les recherches antérieures, on est amené à conclure qu'ici les organes profonds ne prennent qu'une part très faible au processus pathologique, même dans les cas particulièrement graves. La fièvre aphteuse pourrait donc être considérée comme une *maladie de surface*. Et si cette notion était confirmée par des recherches plus nombreuses, il y aurait intérêt à étudier,

(1) MAURICE PIETTRE, *Biochimie des protéines*, Paris, 1937.

dans cet ordre d'idées, les maladies contagieuses à manifestations périphériques chez l'enfant. Ajoutons que M. Raymond Moussu avait commencé l'étude de la spécificité des protéines isolées et constaté que si globuline et myxoprotéine étaient inactives, la *sérumalbumine* retardait de 12 à 24 heures les premières manifestations aphteuses sur les cobayes par comparaison avec les sujets témoins.

2. L'*Anaplasmose* (*anaplasma marginale*) n'a pu être étudiée, en raison de la guerre, que sur trois sérums préparés par Mlle Cordier, à l'Institut Arloing, à Tunis : sérum VI prélevé sur un bovidé en incubation, VII sur un second sujet en pleine crise fébrile ($t = 41°,2$), VIII. sur un troisième en période de convalescence (sérum coloré en jaune orangé). Ces sérums additionnés de toluène, envoyés en avion, ont été conservés jusqu'aujourd'hui à l'état solide par dessiccation dans le vide sulfurique.

	Composition %		
	VI.	VII.	VIII.
Extrait sec	8,34	8,96	10,3
Sérumglobuline	2,49	2,75	1,71
Myxoprotéine, 1re fraction	1,37	1,58	3,39
» 2e »	0,05	0,17	0,73
Sérumalbumine	3,33	3,29	3,16
Lipides	0,37	0,32	0,47
Chlorures	0,56	0,567	0,59

Très voisine de la normale dans les deux premiers échantillons, la composition est différente dans le troisième. En particulier, une importante fraction de la globuline a floculé avec la myxoprotéine de tête et s'est trouvée mélangée de protéines mal définies provenant vraisemblablement de la désintégration des stromas globulaires lysés ou désorganisés sous l'influence des corpuscules parasitaires. Toute séparation a été impossible. La présence de pigments biliaires a été nettement constatée par notre technique déjà décrite (*Biochimie des protéines*, p. 313).

Conclusion. — Ces premières recherches établissent que chaque sérum exige une étude à part aussi bien de sa composition chimique que de ses propriétés physico-chimiques, et cela à toutes les étapes du processus pathologique envisagé. En Pathologie humaine et vétérinaire, l'Hématologie cytologique doit être désormais complétée par l'Hématologie humorale, comme l'a si bien démontré le professeur Ch. Achard [2].

A 16h l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h30m.

A. Lx.

---

(2) *Biologie médicale*, 26, n° 4, 1936.